

離散渦法で模擬された二次元噴流の特性

早川道雄*

Characteristics of a Two-Dimensional Jet Simulated by the Discrete-Vortex Method

Michio HAYAKAWA
Faculty of Engineering, Hokkaido University

ABSTRACT

Some characteristics of the plane jet simulated by the discrete-vortex method are discussed in comparison with available experimental data. Both the predominant frequency of velocity fluctuations and the streamwise location beyond which antisymmetric motion with respect to the jet centerline prevails over symmetric motion are in fair agreement with those of experimental results. However the present result gives no positive evidence for the upstream feedback of perturbations from the interaction region of the jet to the exit shear layer, the occurrence of which has been observed by Thomas & Chu [Phys. Fluids A 1, 1566 (1989)].

Keywords : plane jet, numerical simulation, vortex method, disturbance mode, upstream feedback.

1. はじめに

周期攪乱を与えて噴流の発達を制御する実験的研究はこれまでに多数報告されているが、軸対称噴流の場合に比べると、二次元噴流についての系統的研究は比較的少ない^{1, 2, 3}。本研究の主要な目的は、種々の周期攪乱に対する二次元噴流の応答を離散渦法を用いた非粘性モデル計算によって調べ、従来の測定実験結果を補完するデータを得ることにある。

本報告は、その第一段階として、離散渦法によってモデル化された基本流の特性が実際の流れ場をどの程度反映しているかを、従来報告されている実験事実の幾つかと比較、検討したものである。

2. 計算方法の概略

2.1 流れ場のモデル

図1に本計算で対象にした二次元噴流のモデルと主な使用記号を示す。スリット幅 H の二次元ノズル出口の速度せ

ん断層を2列の固定渦点(各10個)で作られる不連続面で近似し、噴流の発達にはノズルの上下端から一定時間間隔で放出した多数の移動渦点を作り出す速度場によって模擬する。また、計算の初期段階に現れる大きな渦点塊の流下を促し、計算領域(後述)内の流れが定常状態に達するまでの時間を短縮するため、流速 $Ua=0.2Ue$ (Ue は出口中心流速)の一樣流を重畳している。したがって、この流れはいわゆる同軸二次元噴流であり、次の複素ポテンシャルで表される。

$$W(z) = Ua z - i \cdot \sum_m \frac{\Gamma m}{2\pi} (z - z_m) - i \cdot \sum_n \frac{\gamma n}{2\pi} (z - z_n)$$

ここで、 Γ 、 γ はそれぞれ固定渦点と移動渦点の循環値(反時計廻りを正とする)、 $z = x + i \cdot y$ である。

2.2 計算パラメータの設定

計算時間ステップは $\Delta t = 1.125H/Ue$ 、渦点の放出時間間隔は $2\Delta t$ に設定した。移動渦点に与える単位時間当たり

* 北海道大学工学部

の循環量は出口速度差に基づき $\pm(Ue^2 - Ua^2)/2$ とし、渦点の移動量を求める際の時間積分には修正オイラー法を用いた。また、移動渦点の初期位置 (x_s, y_s) と初期速度 (u_s, v_s) はそれぞれ、

$$x_s = u_s \Delta t, \quad y_s = \pm H/2,$$

$$u_s = (Ue + Ua)/2, \quad v_s = 0$$

とした。

固定渦点の循環値 Γ_m ($m=1 \sim 20$) は以下の三つの拘束条件から決定し、これらの条件が常に満足されるように、計算ステップ毎に Γ_m の値を更新した。

- 1) $u(0, 0) = Ue$,
- 2) $v(x_r, y_r) = 0$; (x_r, y_r) はノズル壁を構成する固定渦点間の中間位置 (18点, $y_r = \pm H/2$)
- 3) 流れ場内の循環量の総和がゼロ。

使用した計算機 (NEC PC-98系パーソナルコンピュータ) による計算所要時間の制約上、流れ場の観測領域を $x/H=15$, 計算時間範囲を $1000\Delta t$, 移動渦点の総数を1000個までに限定した。

平均速度、その他の統計平均量は $x/H=20$ までの流れ場がほぼ定常状態に達した時刻 $480\Delta t$ 以降の速度信号から求めた。しかし、これによる平均化時間 ($520\Delta t$) がひどく短いので、放出渦点の初期位置 (x_s, y_s) に弱い不規則性 (r) を導入した。すなわち、

$$x_s(1+r), \quad \pm y_s(1+r).$$

ここで、 r は標準偏差0.01 (RMS値が約 $0.003Ue$ の速度変動に相当) の正規乱数で、 $+y_s$ と $-y_s$ の位置に与えた乱数は互いに無相関である。これにより、同一条件下でも計算試行毎に異なる速度信号が得られるので、6~9回の試行を繰り返して平均諸量を算出した。

また、次節で述べるように実験結果との対応を考慮して、次式のように移動渦点の循環を時間経過とともに指数関数的に減衰させた。

$$\gamma(t) = \gamma(0) \{1.0 - \exp[-C(Ue t/H)]\}$$

ここで、定数 C の値は循環の減衰率が $x/H=9$ 付近で最大になるように、 $C=30$ とした。

なお、本計算でカバーし得る速度変動の有意な周波数 (f) 範囲は、計算時間ステップ Δt と平均化時間 $520\Delta t$ から、 $fH/Ue=0.25 \sim 4.0$ となる。

3. 計算結果と検討

3.1 平均速度と乱れ強さ

図2 (a, b) に、周囲流との相対速度 $(U-Ua)$ を基準とした、中心軸上の平均流速 (U_0) と乱れ強さ u_0' (rms値)

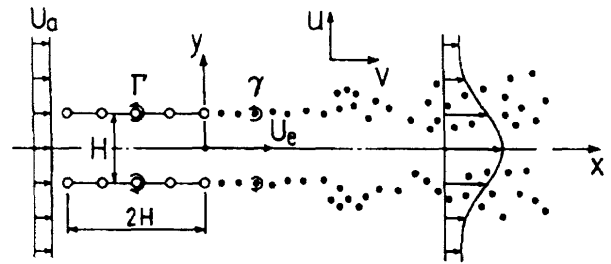


図1 流れ場のモデルと主な使用記号

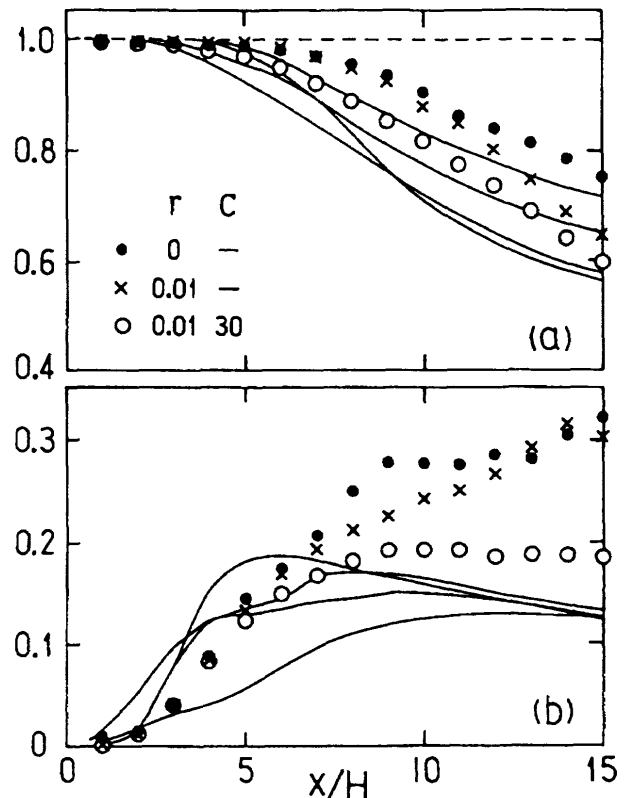


図2 噴流中心軸上の平均速度と乱れ強さ。実線は自由噴流 ($Ua=0$) の実験結果^{5, 6, 7}。

(a) $(U_0 - Ua) / (Ue - Ua)$, (b) $u_0' / (Ue - Ua)$

を示す。図には、不規則性を与えないとき ($r=0$)、与えたとき ($r=0.01$)、および後者に循環の時間的減衰を加えたとき ($r=0.01, c=30$) の三通りの結果を、自由噴流 ($Ua=0$) の実験データ^{5, 6, 7} とともに記入してある。

循環に減衰を与えない場合には、乱れ強さが x の増加とともに増大し、とくに $x/H=8$ より下流においては実験結果と定性的にも大きく異なっている。この不一致は循環の減衰を考慮することによって、かなり改善されており、中心流速も実験結果に近くなっている。ただし、 $x/H=10$ 以降における U_0 の減衰率は自由噴流の場合 ($\sim x^{-1/2}$) よりも明らかに大きい。また、 $x/H=10 \sim 15$ の範囲の速

度分布から求めた噴流半値幅の x に対する増加割合は0.075~0.085で、自由噴流の自己保存領域における値(=0.10~0.11)よりも小さかった。

3.2 速度変動の特性

周期攪乱によって流れを制御する場合、攪乱を与えない状態においてその流れに内在する特徴的な変動の挙動を調べておくことは重要である。ここでは、噴流軸に関して対称な半値半幅の位置($y=\pm b$)における v 変動間の空間相関とクロス・スペクトル解析の結果を示す。

図3が相関係数 R_{vv} の流れ方向変化である。負の相関は $x/H=4\sim7$ の範囲で最も強い。 $x/H=8\sim10$ で相関は負から正に変わり、下流に進むにつれて正の相関がしだいに強まっている。 R_{vv} は噴流軸に関して対称の変動に対して負、逆対称の変動に対して正になることを考慮すると、図3の結果はポテンシャルコア終端付近では対称型の変動、 $x/H>9$ では逆対称型の変動がそれぞれ支配的であることを示している。

図4は $v(+b)$ と $v(-b)$ とのクロス・スペクトルから、各 x 位置におけるスペクトルのピークまたは盛り上がりの中心周波数、とそれらの最大値70%以上の周波数範囲を求め、 U_e と H に基づくストロハル数($St=fH/U_e$)の形で示したものである。図中の白丸は顕著なスペクトルピーク、黒丸は副次的なピークの周波数である。

卓越ストロハル数はポテンシャルコア終端付近の $x/H=5\sim7$ において0.2~0.3、その下流の $x/H=9\sim14$ においては、0.10~0.17となっている。図3の結果から、前者のストロハル数(0.2~0.3)は主に対称型の変動、後者のそれ(0.10~0.17)は逆対称型の変動に起因するとみなすことができる。

これらの結果を、従来の実験と比較してみる。まず、

変動が対称型から逆対称型へ変わる位置は

- $x/H=8\sim10$: *Antonia et al.*⁶⁾,
- $x/H=8\sim10$: *Thomas & Goldschmidt*¹⁰⁾,
- $x/H=8\sim11$: *Thomas & Chu*⁷⁾,

であり、本計算の結果はこれらとほぼ一致する。

次に、ポテンシャルコア終端付近における速度変動のストロハル数 $St=0.2\sim0.3$ は、いわゆる(2次元)噴流卓越モード(*jet preferred mode*; $St\approx 0.25$)¹¹⁾と良く対応している。*Thomas & Chu*⁷⁾の実験では、 $x/H=5$ における卓越ストロハル数が約0.17、逆対称型変動が明瞭に観測された位置($x/H=11$)でのそれは約0.08であり、いずれも本計算による値よりも低い。しかし、二つの代表ストロハル数の比が約2:1である点は、本結果と同様である。

なお、層流ポアズイユ流を初期条件とする二次元噴流を対称にした、*蒔田*³⁾の一連の実験における対称と逆対称モードの代表的ストロハル数は、それぞれ0.25と0.16であり、前者の値は本噴流の場合と一致している。

3.3 フィードバック効果の検討

*Thomas & Chu*⁷⁾はノズル出口直後($x/H=0.6$)のせん断層内の u 変動と、ポテンシャルコアよりも下流の $y=b$ (半値半幅)における u 変動との間に強い相関があり、且つ時間遅れゼロで相関値が最大となることを見いだした。とくに、相関係数が最大になるのは $x/H=11$ のときで、その値は0.5に達している。彼らはこれを、ポテンシャルコア終端以降で急速に成長する逆対称型変動のフィードバック作用によって、ノズル出口近傍のせん断層が揺さられるため、*Biot-Savart*則による誘導速度で説明される“*kinematic mechanism*”によると結論している。

下流側の観測位置を変えても時間遅れゼロで相関がピークを持つことは、実験装置に起因する共鳴現象を想起

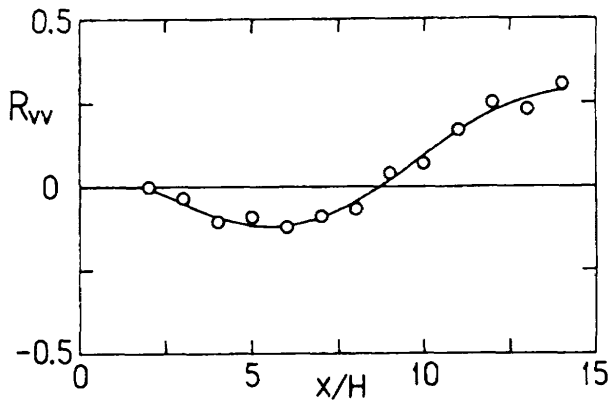


図3 半値半幅 $y=\pm b$ における v 変動間の空間相関(R_{vv} は相関係数)。

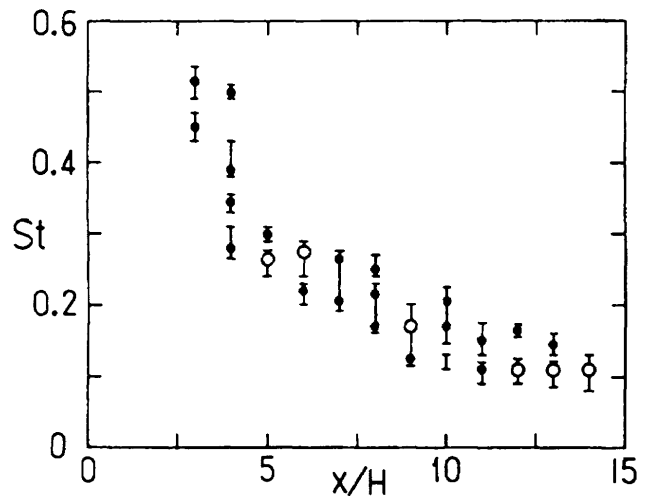


図4 $v(+b)$ と $v(-b)$ とのクロス・スペクトルから求めた速度変動の卓越ストロハル数($St=fH/U_e$)。

させる。しかし、彼らの解釈が正しいとすれば、噴流のフィードバック制御の観点から、極めて興味深い結果であるといえる。

そこで、本流れ場において *Thomas & Chu* の測定と同様の方法で、 $u-u$ 相関を調べた。しかし、彼らの結果に反し、なんら有意な相関は認められなかった。

もし彼らの指摘するように、逆対称型の変動が重要な役割を果たしているとすれば、前項の結果からも明らかのように、 u 変動よりは v 変動を観測する方がより適切であると考えられる。このことを考慮して、ノズル端下流のせん断層中 ($x/H=0.5, y/H=0.51$) の v 変動と、 $4 \leq x/H \leq 14$ における噴流中心軸上の v 変動との時空間相関を測定した。

図5 (a, b) にその結果を相関係数の形で示す。下流側の観測点の位置が $x/H=8$ 付近まではほとんど無相関であるが、それより下流に対しては明らかに相関のあることが分かる。しかし、相関係数の値は高々0.1程度であり、相関のピークを示す時間遅れ τ は x 位置とともに変化している。すなわち、この弱い相関をもたらず変動は移流的な性格を有しており、*Thomas & Chu* が観測したものととは定性的にも全く異なっている。

ただ、彼らが測定した噴流の初期境界層は層流であるのに対し、本噴流のそれには弱い正規乱数が加えられている。また、本計算モデルではノズルリップが特異点になっているため、変動が受容される過程が適切に再現されていない恐れもある。したがって、*Thomas & Chu* が観測した現象は実験装置に潜在する何らかの共鳴に起因するという疑いは残るものの、本解析結果のみから彼らが強調しているフィードバックの存在を否定するのは早計であるように思われる。

4. おわりに

粘性効果を考慮しない簡単な離散渦法を用いて2次元噴流を模擬し、ノズル幅の15倍下流までの流れ場の特性の幾つかを、既存の実験結果と比較してみた。その結果、噴流中に現れる代表的な速度変動の周波数、および変動が対称型から逆対称型に変化する流れ方向位置は、いずれも実験結果と良く対応することが分かった。しかし、本解析では、*Thomas & Chu* が観測したポテンシャルコア下流の逆対称型変動による上流へのフィードバック現象は見いだされなかった。なお、本研究の初期の目的である、周期攪乱による噴流制御に関しては、第27回乱流シンポジウムで報告する予定である¹²。

終わりに、解析手法について多くの貴重なご助言をいただいた望月修助教授(北大工学部)に謝意を表す。

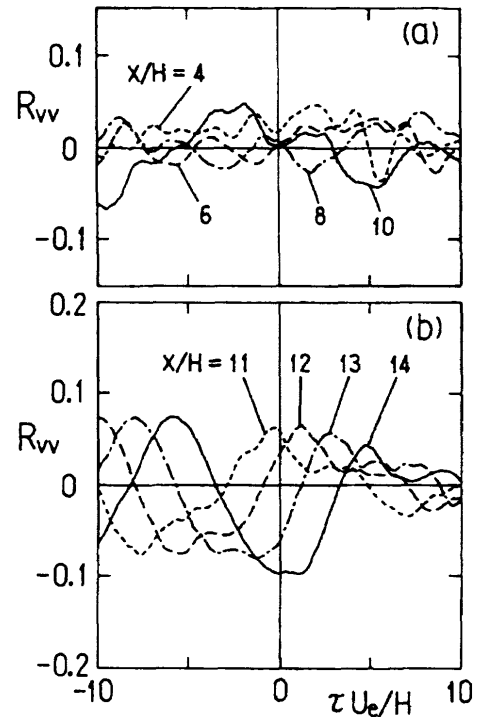


図5 時空間相関 $\overline{v(x_1, y_1) \cdot v(x_2, y_2; \tau)}$ (R_{vv} は相関係数). $x_1/H=0.5, y_1/H=0.51; y_2=0$.
(a) $x_2/H=4 \sim 10$, (b) $x_2/H=11 \sim 14$.

参考文献

- 1) Hussain, A. K. M. F & Thompson, C. A. : J. Fluid Mech. 7 (1980) 77.
- 2) Thomas, F. O. & Goldschmidt, V. W. : Trans. ASME, J. Fluids Engr. 105 (1983) 134; 108 (1986) 331.
- 3) 蒔田, 大谷, 石角: 日本機械学会論文集 (B) 54-504 (1983) 1938; 54-504 (1988) 1946.
- 4) Kiya, M., Sasaki, k. & Arie, M. : J. Fluid Mech. 120 (1982) 219.
- 5) Hussain, A. K. M. F. & Clark, A. R. : Phys. Fluids 20 (1977) 1416.
- 6) Chambers, A. J., Antonia, R. A. & Browne, L. W. B. : Exp. Fluids 3 (1985) 343.
- 7) Thomas, F. O. & Chu, H. C. : Phys. Fluids A 1 (1989) 1566.
- 8) Rajaratnam, N. : Turbulent Jets (1976) Elsevier Sci. Pub. Co.
- 9) Antonia, R. A., Browne, L. W. B., Rajagopalan, S. & Chambers, A. J. : J. Fluid Mech. 134 (1983) 49.
- 10) Thomas, F. O. & Goldschmidt, V. W. : J. Fluid

- Mech. 163 (1986) 227.
- 11) Ho, C. M. & Huerre, P. : Ann. Rev. Fluid Mech. 16 (1984) 365.
- 12) 早川, 飯田, 北川 : 日本流体力学会誌「ながれ」14 [別冊] (1995)。